ÜBER DIE ABSORPTION ELEKTRISCHER SCHWINGUNGEN IN FLÜSSIGKEITEN.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOCTORWÜRDE

EINER

HOHEN NATURWISSENSCHAFTLICHEN FACULTÄT

DER

EBERHARD-KARL-UNIVERSITÄT TÜBINGEN

VORGELEGT

VON

KARL WILDERMUTH

AUS RIELINGSHAUSEN, O.-A. MARBACH.

LEIPZIG,

JOHANN AMBROSIUS BARTH.

1902.

ÜBER DIE ABSORPTION ELEKTRISCHER SCHWINGUNGEN IN FLÜSSIGKEITEN.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOCTORWÜRDE

EINER

HOHEN NATURWISSENSCHAFTLICHEN FACULTÄT

DER

EBERHARD-KARL-UNIVERSITÄT TÜBINGEN

VORGELEGT

VON

KARL WILDERMUTH

AUS RIELINGSHAUSEN, O.-A. MARBACH.

ACAD. LIBRARY KIEL

LEIPZIG,

JOHANN AMBROSIUS BARTH.

1902.

Von der Facultät angenommen am 1. März 1902.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

1. Einleitung.

Die Untersuchungen über die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen in isolirenden Medien sind bisher vorzugsweise auf die Bestimmung des elektrischen Brechungsexponenten n dieser Medien gerichtet gewesen. Aus den gefundenen Werten des Brechungsexponenten schloss man auf die Grösse der Dielektricitätsconstanten E nach der bekannten Maxwell'schen Beziehung $n^2 = E$. Diese Relation gilt in ihrer Einfachheit nicht mehr, wenn das Medium die Wellen teilweise absorbirt, dann tritt eine nach Analogie der optischen Theorien gebildete Formel zwischen n und E in Geltung, welche den Absorptionscoefficienten k enthält. Eine Messung von k hat also, neben dem Interesse, das der Vorgang der Absorption als solcher gewährt, auch eine Bedeutung für die Theorie der elektrischen Dispersion.

Im Unterschied zu den schlecht leitenden Medien zeigen Substanzen von besserer Leitungsfähigkeit σ (z. B. die Elektrolyte) durchweg die Erscheinung der Absorption, welche bei ihnen darauf beruht, dass hier die Energie der elektrischen Schwingungen teilweise in Joule'sche Wärme umgesetzt wird. Die Maxwell'sche Theorie lässt die Grösse dieser Absorption aus der Dielektricitätsconstanten und der Leitfähigkeit berechnen, sodass also, wenn σ und E bekannt sind, eine Messung des Absorptionscoefficienten der Elrktrolyten eine Prüfung der Theorie für diese Medien erlaubt.

In beiden Richtungen, nach denen der Absorptionscoefficient somit von Wichtigkeit ist, liegen Messungen vor:

Die Erscheinung der „normalen Absorption" bei den Elektrolyten wurde untersucht von P. Zeeman[1]) und von

1) P. Zeeman, Beibl. **20.** p. 562. 1896; **21.** p. 51. 1897.

A. Eichenwald.[1]) Zeeman lässt das Lecher'sche Drahtsystem am Ende einen grossen Trog durchsetzen, in welchen die zu untersuchende Flüssigkeit eingefüllt wurde. Die Verhältnisse waren so gewählt, dass die Wellen sich im Trog tot liefen. Die Energie der Schwingungen wurde mittels Rubens'scher Bolometerflaschen aufgenommen Er fand, dass für Wellen von 11 m und 6,6 m Länge die Absorption unabhängig ist von der Natur des gelösten Salzes, dagegen weichen die von ihm beobachteten Absorptionscoefficienten mitunter um mehr als 30 Proc. von den theoretisch berechneten ab.

Eichenwald benützt die Zeeman'sche Methode. Bei Wellen von 5,5 m Länge kann er eine völlige Uebereinstimmung zwischen Theorie und Experiment constatiren, bei Wellen von 1 m Länge scheinen, wohl infolge der schwierigeren Beobachtung, kleine Differenzen aufgetreten zu sein.

Die „anomale elektrische Absorption" bei Isolatoren wurde entdeckt von P. Drude[2]), welcher auch ihren Zusammenhang mit der anomalen Dispersion des elektrischen Brechungsexponenten zuerst erkannte. Directe Messungen wurden jedoch noch nicht angestellt. Drude[3]) giebt zwar Zahlenwerte für die Absorptionscoefficienten einer grossen Reihe von Substanzen an, aber er gelangt zu denselben nur auf indirectem Wege: Er schliesst aus der gleichen Intensität des Aufleuchtens einer Vacuumröhre, wenn erst die zu untersuchende Substanz und dann ein Elektrolyt eingefüllt wird, auf Gleichheit der Absorptionscoefficienten und setzt voraus, dass der Absorptionscoefficient des Elektrolyten eben der theoretisch berechnete sei.

Es erschien daher wünschenswert, die Eichenwald'schen Versuche auch auf kürzere Wellen auszudehnen, sowie überhaupt eine Methode auszuarbeiten, welche die directe Messung der Absorptionscoefficienten von schlecht- und besserleitenden Flüssigkeiten gestattet.

---

1) A. Eichenwald, Wied. Ann. **62.** p. 571. 1897; Strassburger Dissert. 1897.

2) P. Drude, Wied. Ann. **58.** p. 1. 1896.

3) P. Drude, Zeitschr. f. phys. Chemie **23.** p. 267. 1897.

2. Theorie der Messmethode.

Weil es sich um quantitative Messungen handelte, so konnte als Beobachtungsinstrument bloss ein Elektrometer oder ein Galvanometer in Verbindung mit einem Bolometer oder Thermoelement in Betracht kommen, also ein Instrument, dessen Ausschlag eine Summenwirkung der Quadrate sämtlicher auftretenden Potentiale bez. Stromintensitäten ist.[1])

Man dachte nun zuerst an eine Versuchsanordnung ähnlich der Zeeman'schen, bei der man also die Energie der Schwingungen mittels Bolometerflaschen aufgenommen hätte; aber alle diesbezüglichen Versuche scheiterten daran, dass immer an der Stelle, wo die Zuleitungsdrähte zum Messinstrument die Flüssigkeitsoberfläche durchsetzten, Interferenzen auftraten, welche sich nicht wie es Eichenwald[2]) gethan hat, dadurch vermeiden liessen, dass man die Drähte in Metallröhren einschloss, weil in diesem Fall bei der Kürze der benutzten Wellen neue Störungen in das System hereinkamen. Man verzichtete daher ganz auf solche Zuleitungsdrähte und setzte das Instrument direct an die die Flüssigkeit durchsetzenden Lecher'schen Paralleldrähte an[3]), und zwar unmittelbar an das hintere Flüssigkeitsende oder, was für die Berechnung gleichgültig[4]), für den Versuch aber praktischer war, unter Einschalten eines Drahtsystems, das länger ist als ein halber Wellenzug. So kam man schliesslich auf folgenden einfachen Fall, der in vollkommener Analogie steht zu der Erscheinung der „Farben dünner Blättchen":

Zwei Paralleldrähte durchsetzen einen verticalen Glascylinder, welcher mit der zu untersuchenden Flüssigkeit beschickt werden kann. Am Anfang des Cylinders, bei $z = 0$, sei eine Brücke B_1 über die Drähte gelegt, ebenso am jeweiligen Flüssigkeitsende, bei $z = p\lambda$, eine zweite Brücke B_2. Ueber B_1 kommt ein zeitlich und räumlich gedämpfter Wellenzug (Wellenlänge λ) in das System herein und geht über B_2

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. **55.** p. 121. 1895.
2) A. Eichenwald, l. c.
3) E. Cohn und P. Zeemann, Wied. Ann. **57.** p. 15. 1896.
4) V. Bjerknes, Wied. Ann. **44.** p. 513. 1891.

teils unmittelbar, teils erst nach mehrmaliger Reflexion zwischen B_1 und B_2 zum Messinstrument.

Die Aufgabe ist nun, die Grösse des Galvanometerausschlages als eine Function der Constanten des Wellenzuges und des durch B_1 und B_2 abgegrenzten Systems darzustellen; dies hat, nachdem Bjerknes[1]), Drude[2]) und andere die Rechnung für ähnliche Fälle schon durchgeführt haben, keine Schwierigkeiten.

Bedeutet $2\pi\gamma$ die zeitliche, $2\pi k$ die räumliche Dämpfung, so können wir, wenn zur Abkürzung gesetzt wird

$$\alpha = 2\pi(-\gamma + \sqrt{-1}),$$

$$\beta = 2\pi(-\gamma + k + \sqrt{-1}),$$

den einfallenden Wellenzug in der Form annehmen[2])

$$V = e^{\alpha\frac{t}{T} - \beta\frac{z}{\lambda}}.$$

Versteht man ferner unter d den Durchgangsfactor, unter r den Reflexionsfactor an der Brücke B_1, unter ϱ den Reflexionsfactor an der Brücke B_2, so ist während des Zeitraumes

$$(2n-1)pT < t < (2n+1)pT$$

das Potential unmittelbar hinter B_2 dargestellt durch

$$V = \sum_1^n{}_i V_i, \quad \text{wobei} \quad V_i = d(r\varrho)^{i-1} . e^{\alpha\frac{t}{T} - (2i-1)\beta p}$$

ist. Hieraus erhält man für den Galvanometerausschlag a den Ausdruck

$$a = K \sum_1^\infty{}_n \int_{(2n-1)pT}^{(2n+1)pT} \left[\sum_1^n{}_i V_i\right]^2 dt.$$

Die Ausrechnung ergiebt schliesslich, wenn man das Reelle vom Imaginären dadurch trennt, dass man p bloss

---

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. **44.** p. 513. 1891.
2) P. Drude, Wied. Ann. **60.** p. 1. 1897.

Werte annehmen lässt, welche ganzzahlige Vielfache von $\lambda/4$ sind, die Formel:

$$(1)\quad a = K_1 e^{-4\pi k p} \cdot \frac{1 + r\varrho \cos 4\pi p\, e^{-4\pi(\gamma+k)p}}{\left[1 - r\varrho \cos 4\pi p\, e^{-4\pi(\gamma+k)p}\right]\left[1 - r^2\varrho^2 e^{-8\pi k p}\right]}.$$

Aus dieser Formel erkennt man ohne weiteres, dass man eine wellenförmige Curve erhalten muss, wenn man die Schichtdicken (die p) etwa als Abscissen und die zugehörigen Ausschläge (a) als Ordinaten in Coordinatenpapier einträgt, dass aber mit grösser werdendem p die Unterschiede zwischen Maximum und Minimum immer geringer werden und schliesslich ganz verschwinden, sobald der Ausdruck $e^{-4\pi(\gamma+k)p}$ so klein geworden ist, dass er gegenüber 1 wegfällt. Diese Grenze konnte man bei der vorliegenden Untersuchung stets erreichen, sei es nun, dass auch bei kleinem k γp grosse Werte annahm (bei Flüssigkeiten mit nicht zu kleiner Dielektricitätsconstanten), oder schon bei kleinem p $(\gamma + k)p$ gross wurde (bei absorbirenden Flüssigkeiten).

Im ersten Fall reducirt sich die Formel (1) auf

$$(2)\quad a = K_1 \frac{e^{-4\pi k p}}{1 - r^2\varrho^2 e^{-8\pi k p}},$$

im zweiten, wo auch $r^2\varrho^2 e^{-8\pi k p}$ vernachlässigt werden darf, auf

$$(3)\quad a = K_1 \cdot e^{-4\pi k p}.$$

Wenn man also diese vereinfachten Formeln anwenden will, so hat man die Flüssigkeitssäule so hoch zu machen, dass bei weiterem Zuschütten nur noch eine continuirliche Abnahme der Ausschläge eintritt, und aus dieser Abnahme ist der Absorptionscoefficient zu berechnen. Für den Uebergang von Formel (1) in Formel (2) giebt die nachfolgende Fig. 3, für den Uebergang von (1) in (3) die Fig. 4 und für Formel (3) die Fig. 5 je ein Beispiel.

Bei Beobachtungen in Luft ist es, wenigstens bei nicht zu grossem p, gestattet, die räumliche Dämpfung zu vernach-

lässigen[1]), sodass man nach (1) mit $k = 0$ die zeitliche Dämpfung der benutzten Wellen finden kann.

3. Versuchsanordnung.

Es wurde mit Wellen von 63 cm und 22,2 cm Länge gearbeitet. Als Erreger benutzte man Kugeln von 8 bez. 2,8 cm Durchmesser, welche von oben in eine Petroleumschale eintauchten. Die Entladungen lieferte ein mittleres Inductorium von Kaiser u. Schmid, das mit vier Accumulatoren gespeist wurde. Die Funkenstrecke liess sich bei den grossen Kugeln leicht durch Klopfen an den Aufhängebrettchen reguliren, während bei den kleinen zur feineren Einstellung eine Hartgummischraube verwendet wurde. Ein Putzen der Kugeln war erst dann nötig, wenn nach wochenlangem Gebrauch allmählich der ganze Umfang der Kugeln für die Funkenstrecke benutzt worden war. In einem Abstand von 7 cm (bei den langen Wellen) bez. 2 cm (bei den kurzen) über den Kugeln war ein grosses Metallblech horizontal angebracht, aus welchem ein 29 cm langer und 6 mm breiter (bez. 11 cm lang und 5 mm breit) Spalt senkrecht zur Funkenstrecke ausgeschnitten war. Ueber der Mitte des Spaltes, mindestens 5 mm vom Spaltblech entfernt, standen die unten 5 mm nach aussen umgebogenen, 1 mm dicken, verticalen Empfängerdrähte so, dass ihre Verbindungsebene senkrecht zur Längsrichtung des Spaltes war. Sie hatten einen gegenseitigen Abstand von 8 mm, waren 14 bez. 5 cm vom Anfang (je inclusive Umbiegung) durch einen Metallbügel überbrückt und durchsetzten dann einen 45 cm hohen verticalen Glascylinder von 6,5 cm Durchmesser, welcher oben und unten Hartgummiböden hatte. An der Stelle, wo der Bügel auf den Drähten aufsass, waren zwei feine Schraubengewinde über dieselben gelötet, sodass man sie, da sie durch zwei gleichfalls übergelötete kleine Röhrchen am Hindurchtreten durch den oberen Halter verhindert wurden, auch innerhalb des Cylinders straff anspannen konnte. Diese Röhrchen gestatteten gleichzeitig ein bequemes Abnehmen des Troges von den nun folgenden 12 m langen Paralleldrähten,

1) P. Drude, Abhandl. d. math.-phys. Klasse d. Kgl. Sächs. Gesellsch. d. Wissensch. **23.** p. 63. 1897.

welche in einem Klemenčič'schen Thermoelement endigten. Die beistehende Fig. 1 zeigt den ganzen Aufbau in schematischer Weise.

Das Thermoelement bestand aus einem Eisendraht und einem Constantandraht von je $^1/_{40}$ mm Durchmesser. Bei seiner Herstellung schraubte man zunächst vier je 1 cm lange und 1 mm dicke Drahtstücke auf einer Hartgummiplatte fest (vgl. untenstehende Fig. 2). Die Stücke 1 und 2 waren mit ihren äusseren Enden nach oben umgebogen, sodass dieselben einen Abstand hatten, welcher gleich dem der Paralleldrähte war, die äusseren Enden von 3 und 4 standen mit einem Galvanometer in Verbindung. An 1 und 3 war der Eisen-, an 2 und 4 der Constantandraht so angelötet, dass beide in der Mitte eine Schleife bildeten, welche des sicheren Contactes halber verlötet wurde. Das Ganze war durch eine aufgekittete Hartgummiplatte, durch welche die umgebogenen Enden 1 und 2 hindurchgingen, gegen Beschädigungen und Luftströmungen geschützt und ausserdem noch in einem mit Watte gefüllten Holzkasten verpackt.

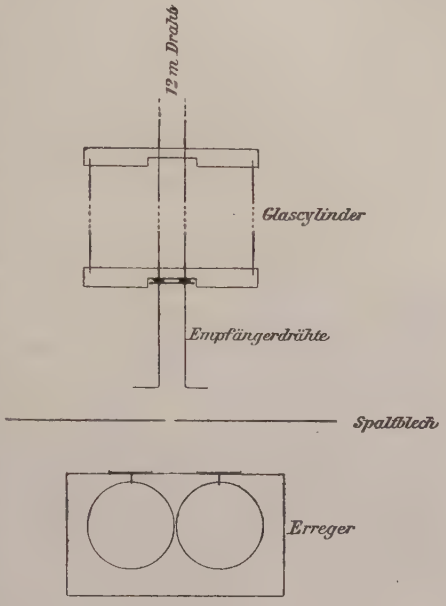

Fig. 1. $^1/_3$ nat. Gr.

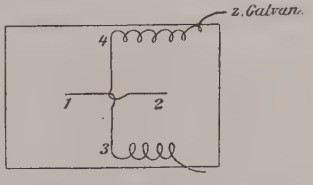

Fig. 2. $^2/_3$ nat. Gr.

Das benutzte Galvanometer war ein Rubens'sches mit leichtem Magnetsystem, welches vor dem Gebrauch möglichst in sich astasirt und an einem sehr dünnen Quarzfaden auf-

1) J. Klemenčič, Wied. Ann. **42.** p. 416. 1891; **50.** p. 175. 1893.

gehängt worden war. Die Empfindlichkeit konnte durch Heben und Senken eines etwa 60 cm unter dem Galvanometer angebrachten Stabmagnets beliebig variirt werden.

Directe Wirkungen auf das Galvanometer konnten durch richtige Orientirung des Inductoriums und Umeinanderwickeln der Zuleitungsdrähte vermieden werden. Sobald man aber die Funkenstrecke zwischen den Kugeln in Gang brachte und das Thermoelement an die Paralleldrähte ansetzte, gab es Ausschläge bis zu 70 Scalenteile, auch wenn man diese Drähte an mehreren Stellen mit Stanniol umwickelte oder den Spalt ganz verschloss. Durch Einschaltung von Zuleitungsfunkenstrecken, welche aber ziemlich gross sein und in Luft liegen mussten, erreichte man einige Abschwächung, doch wurde dadurch auch die Gesamtwirkung vermindert und unregelmässiger. Schliesslich gelang es, diesen Ausschlag auch dadurch auf wenige Scalenteile zu reduciren, dass man den einen der Zuleitungsdrähte vom Inductorium nach den Kugeln in eine Glasröhre einschloss, um welche der andere Draht herumgeschlungen wurde; daher verzichtete man auf Zuleitungsfunkenstrecken und brachte diesen geringen Ausschlag jedesmal in Abzug.

Auf die Herstellung vollständig reiner Wellen wurde natürlich die grösste Sorgfalt verwendet. Nach vielen Bemühungen mit den verschiedensten Erregern gelangte man schliesslich bei den Kugeln auf folgende Weise ans Ziel:

Der Glascylinder wurde entfernt und die Secundärdrähte den Erregerkugeln direct gegenübergestellt. Verschob man nun einen ersten Bügel auf den Paralleldrähten, so konnte man zwar eine Welle von bestimmter Länge wahrnehmen, aber ausserdem noch Andeutungen von anderen Wellen. Jetzt wurde der erste Bügel $^1/_4$ Wellenlänge vom Drahtanfang festgelegt, sodass man also einen Maximalausschlag des Galvanometers erhielt, und ein zweiter Bügel verschoben. Dadurch verschwanden verschiedene Unregelmässigkeiten, und die Ausschläge zeigten einen Gang, wie er nach Formel (1) zu erwarten war, doch war jetzt die Intensität überhaupt viel geringer. Suchte man diese durch Annäherung der Empfängerdrähte an die Erregerdrähte wieder zu steigern, so stellten sich infolge der Rückwirkung des Secundärleiters auf den Primärleiter sofort

zwei Wellen ein; dagegen erhielt man eine Steigerung der Intensität auf mehr als das Doppelte durch Zwischenschalten des Spaltbleches, wenn nur die Spaltlänge richtig abgeglichen war. Mittels des Spaltbleches erreichte man also ausser der Abblendung schädlicher Nebenwirkungen noch den Vorteil, dass man die „Koppelung" beider Systeme weit genug machen konnte, ohne an Intensität etwas einzubüssen. Durch passende Wahl der Spaltlängen, der durch den ersten Bügel abgegrenzten Drahtstücke und der gegenseitigen Abstände kam man schliesslich auf Wellen, welche an Regelmässigkeit und Reinheit nichts mehr zu wünschen übrig liessen.

4. Bestimmung der zeitlichen Dämpfung.

Um darüber entscheiden zu können, ob die gewählten Drahtlängen den Voraussetzungen entsprachen oder nicht, musste man eine untere Grenze für die zeitliche Dämpfungsconstante $2\pi\gamma$ kennen. Hierzu nahm man zunächst eine ganze Curve auf, indem man den zweiten Bügel von cm zu cm verschob, dann wurden seine Maximal- bez. Minimalstellungen möglichst scharf bestimmt und die Beobachtungen auf diese Lagen allein beschränkt. Wir führen als Beispiel ein Ergebnis bei den kurzen Wellen an. Die erste Zeile enthält die Abstände des zweiten Bügels vom ersten in Wellenlängen, die zweite die zugehörigen Ausschläge:

$p =$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{2}{2}$	$\frac{5}{4}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{7}{4}$	$\frac{4}{2}$	$\frac{9}{4}$	$\frac{5}{2}$
$a =$	165	18	148	22	138	27	130	31	123

Aus den Maximalausschlägen wurde nach Formel (1) mittels der Methode der kleinsten Quadrate für $2\pi\gamma$ ein Wert $> 0{,}3$ gefunden. Den zur Berechnung notwendigen Näherungswert für γ hatte man sich durch Versuche mittels der Bjerknes'schen Anordnung[1]) verschafft, ebenso einen solchen für $(r\varrho)$. Für die grossen Kugeln erhielt man in derselben Weise einen Wert von derselben Grössenordnung; ohne weiteres folgt, dass das Drahtsystem sogar bei den grossen Wellen noch hätte verkürzt werden dürfen, da in demselben über 30 Wellen Platz haben

1) V. Bjerknes, l. c.

5. Untersuchung von Flüssigkeiten.

a) Allgemeines.

Anfangs wurde im Gefäss stets ein Bügel auf das obere Flüssigkeitsende eingestellt und die Flüssigkeitshöhe auf einer aufgeklebten Scala abgelesen; weil sich hierbei jedoch eine entsprechende Genauigkeit nur schwer erreichen liess und man auch keine Garantie dafür hatte, dass der Bügel immer dieselbe Lage gegenüber der Flüssigkeit einnahm, so wurde derselbe in der Folge ganz weggelassen und die Höhe aus der Anzahl der eingefüllten Cubikcentimeter berechnet, nachdem man den Cylinder calibrirt hatte (100 ccm = 3,28 cm). Für die Bestimmung des Absorptionscoefficienten war diese Anordnung nicht bloss bequemer, sondern auch vorteilhafter, weil der durchgehende Wellenzug sehr viel intensiver wurde. Zur Ausbildung der zu der Bestimmung des Brechungsexponenten notwendigen Interferenzen genügte die Reflexion am freien Flüssigkeitsende vollkommen. Nur betreffs der aufgenommenen Curven ist zu bemerken, dass sich die Maxima mit den Minima vertauschten, weil jetzt r und ϱ in Formel (1) entgegengesetzte Vorzeichen hatten.

Die Berechnung der theoretischen Absorptionscoefficienten der Elektrolyten (vgl. Einleitung) und bei stärker absorbirenden, ihrer Brechungsexponenten, geschah nach den Formeln:[1])

$$k = \frac{2s}{1 + \sqrt{1 + 4s^2}},$$

$$n = \sqrt{E}\,\sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + 2s^2}}{2}}, \quad \text{wobei} \quad s = \frac{\sigma . c\,\lambda}{E},$$

wenn man unter E die Dielektricitätsconstante, welche bei den Elektrolyten zu 81 angenommen wurde, unter σ die Leitfähigkeit in absolutem elektromagnetischen Maasse, unter c den Factor $3 . 10^{10}$ und unter λ die angewandte Wellenlänge in cm versteht.

Zur Illustration der Versuche im einzelnen geben wir die Resultate bei einer gar nicht absorbirenden, bei einer wenig absorbirenden und bei einer stark absorbirenden Substanz weiter unten ausführlicher.

---

1) P. Drude, Abhandl. d. k. sächs. Akad. etc. p. 110.

b) Ergebnisse.

I. Wellenlänge $\lambda = 63$ cm.

1. Destillirtes Wasser.

Leitfähigkeit nach Gebrauch $\sigma < 15 \cdot 10^{-15}$,
also k berechnet: $k < 35 \cdot 10^{-5}$. Temp. $16^1/_2$—18^0.

Zuerst wurde die beistehende Curve (vgl. Fig. 3) aufgenommen, indem man je 10 ccm Flüssigkeit einfüllte. Die fünf ersten Maxima sind weggelassen, die Ordinaten um die Hälfte verkürzt. Aus dem Abstand der Maxima bez. Minima ergiebt sich

$$\frac{\lambda}{2} = 107 \text{ ccm} = 107 \cdot 0{,}328 \text{ mm} = 70{,}2 \text{ mm},$$

also

$$E = n^2 = 80{,}5.$$

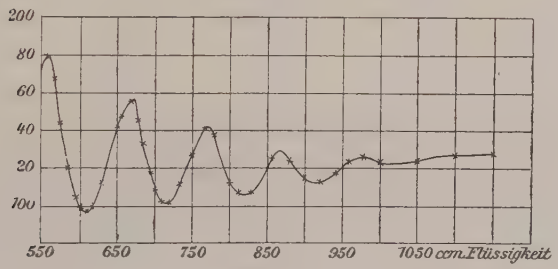

Fig. 3.

Zur Bestimmung des Absorptionscoefficienten wurde der Teil der Curve von 1000 ccm an mehrfach vor- und rückwärts aufgenommen und constatirt, dass eine Abnahme der Ausschläge bei höherer Flüssigkeitssäule nicht eintrat.

Die Berechnung hätte nach Formel (2) zu geschehen, doch folgt aus dem horizontalen Verlauf des Curvenendes unmittelbar:

„Gegenüber Wellen von der Periode $T = 21 \cdot 10^{-10}$ verhält sich destillirtes Wasser normal, d. h. es zeigt sich keine merkbare Absorption dieser Wellen."

2. Chlornatriumlösungen.

Ausgehend von den schwächsten Concentrationen gelangte man schliesslich zu Leitfähigkeiten, bei denen bei der benutzten Wellenlänge die Leitungsströme gleich den Verschiebungsströmen werden.[1]) Die Versuchsreihen bei Flüssigkeiten

1) Vgl. z. B. P. Drude, Physik des Aethers, p. 549. Stuttgart 1894.

mit geringerer Absorption stimmten etwas weniger gut mit der Theorie überein als diejenigen mit stärkerer Absorption; es rührt dies wohl daher, dass Unregelmässigkeiten im Gang des Inductoriums und in der Wirksamkeit der Funkenstrecke bei geringen Intensitätsunterschieden viel stärker ins Gewicht fallen.

Die Zahl der beobachtbaren Maxima nahm natürlich mit zunehmender Leitfähigkeit ab. Bei $\sigma = 931 \cdot 10^{-14}$ war das erste Maximum noch deutlich wahrnehmbar.

Die einzelnen Resultate sind in beistehender Tabelle enthalten.

$\sigma \cdot 10^{14}$	312	623	931	2045
k berechnet	0,073	0,143	0,208	0,40
k beobachtet	0,085	0,138	0,204	0,39

3. Kupfersulfatlösungen.

$\sigma \cdot 10^{14}$	352	460	684	1167
k berechnet	0,082	0,105	0,156	0,255
k beobachtet	0,083	0,097	0,153	0,240

Aus der teilweise sehr guten Uebereinstimmung der beobachteten und der berechneten Werte von k folgt, „dass sich die untersuchten Salzlösungen normal verhalten, d. h. dass ihr Absorptionscoefficient allein durch ihre Leitfähigkeit bestimmt ist.“

4. Alkohole.

Wässerige Aethylalkohole. Ihr Procentgehalt wurde vor und nach Gebrauch durch Ermittelung ihres specifischen Gewichtes bestimmt. Die Aenderungen blieben stets unter 0,1 Proc. Bei nahezu absolutem Alkohol (99,3 Proc.) war bloss ein Maximum wahrnehmbar, und da sich aus diesem der Brechungsexponent nicht angeben lässt, so wurden sämtliche Absorptionscoefficienten auf 1 cm bezogen, anstatt auf die Wellenlänge in der Flüssigkeit. Die Substanzen wurden nicht auf ihre chemische Reinheit untersucht, doch ergaben ein von Merck bezogener und ein aus stark wasserhaltigem Alkohol nach Ent-

wässerung mit Natrium durch Destillation gewonnener dieselben Resultate.

Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die Procente bedeuten Gewichtsprocente. Die Zahlen in der Columne „auf 100 % ber.“ wurden dadurch erhalten, dass man annahm, die Absorption sei direct proportional dem Gehalt an absolutem Alkohol. Die angegebenen Dichten beziehen sich auf Wasser von 15°.

Dichte	Procent-gehalt	$\frac{2\pi k}{\lambda}$	auf 100 % ber.	Abw. vom Durchschnitt
0,9075	55	0,053	0,096	5 %
0,8604	75,15	0,075	0,100	1 „
0,8319	86,5	0,087	0,101	0
0,8182	91,8	0,093	0,101	0
0,8134	93,5	0,098	0,105	4 „
0,7980	98,7	0,103	0,104	2 „
0,7962	99,4	0,103	0,104	2 „

Aus der guten Uebereinstimmung der Zahlen in der vierten Columne ergiebt sich das Resultat:

„Die Absorption elektrischer Wellen von der Periode $21 . 10^{-10}$ durch wässerige Aethylalkohole ist bloss abhängig von dem Gehalt an absolutem Alkohol, und zwar ist sie dem (Gewichts-) Procentgehalt direct proportional.“

Der Absorptionscoefficient pro cm hat den Wert 0,10. Drude[1]) findet für längere (73 cm) Wellen den Wert 0,086.

Methylalkohol. Es waren drei Maxima mit den dazwischen liegenden Minima beobachtbar. Man fand $\lambda/2 = 167{,}5$ ccm $= 54{,}9$ mm, also $n^2 = 32{,}7$ und für den Absorptionscoefficienten pro Wellenlänge: $2\pi k = 0{,}36$. Die Berechnung der Dielektricitätsconstanten hat nach der Formel[2]) $E = n^2(1 - k^2)$ zu geschehen; es ergiebt sich $E = 32{,}6$.

Drude findet $2\pi k = 0{,}50$ und $E = 32{,}5$.

Bei *Isobutyl-* und *Propylalkohol* konnten wegen der sehr starken Absorption keine Brechungsexponenten bestimmt werden.

---

1) P. Drude, Zeitschr. f. phys. Chem. **23.** p. 267. 1897.
2) Vgl. z. B. P. Drude, Physik des Aethers, p. 527. Stuttgart 1894.

Für die Absorptionscoefficienten pro cm erhielt man die Werte 0,14 und 0,15 (Drude 0,11 und 0,14).

II. Wellenlänge $\lambda = 22{,}2$ cm.

1. Destillirtes Wasser.

Wir geben die zur Bestimmung des Brechungsexponenten aufgenommene Curve in Fig. 4 wieder als Beispiel für schwach absorbirende Flüssigkeiten. Aus dieser Curve folgt $\lambda/2 = 37{,}7$ ccm $= 12{,}4$ mm, also $n^2 = 80{,}1$. Der Brechungsexponent ist somit für diese dreimal kürzeren Wellen derselbe wie für die langen. Der Absorptionscoefficient wurde durch besondere Versuche

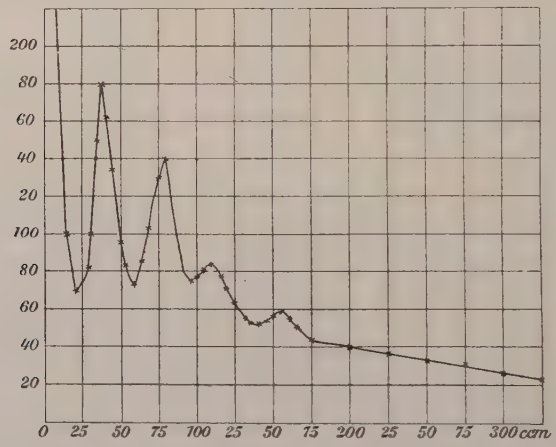

Fig. 4.

bestimmt, weil in der Curve der durch das Schlechterwerden der Funkenstrecke bedingte Abfall nicht eliminirt ist.

Die einzelnen Versuchsreihen zeigten grössere Abweichungen voneinander als bei den langen Wellen, da eben hier die Beobachtungen schwieriger sind. Die Leitfähigkeit des benutzten Wassers war auch nach dem Gebrauch noch so klein, dass sie keine merkbare Absorption verursachen konnte, sie betrug weniger als $25 \cdot 10^{-15}$, was einem theoretischen Absorptionscoefficienten $k = 0{,}0002$ entsprechen würde, während die Versuche den Wert 0,04 ergaben. „Für Wellen von der Periode $T = 74 \cdot 10^{-11}$ zeigt also Wasser eine sehr deutliche anomale Absorption.“

2. Kochsalzlösungen.

Für geringe Leitfähigkeiten fand man, dass sich die durch die Leitfähigkeit bedingte Absorption zu der anomalen Absorption des Lösungsmittels addirt. Für stärkere Concentrationen ($\sigma > 2000 . 10^{-14}$) traf dies allerdings nicht mehr zu, sondern man erhielt stets kleinere Absorptionscoefficienten; da jedoch hier die Beobachtungen sehr unsicher werden — man hat nur geringe Flüssigkeitshöhen zur Verfügung —, so bleibe es dahingestellt, ob diese Abweichungen nicht durch Beobachtungsfehler bedingt sind. Die folgende Tabelle enthält einzelne Daten.

$\sigma . 10^{14}$	147	284	524	1210	2407
k ber.	0,01	0,02	0,04	0,10	0,19
k beob.	0,05	0,06	$0,07_5$	$0,14_5$	0,17
Diff.	0,04	0,04	$0,03_5$	$0,04_5$	−0,02

3. Alkohole.

Aethylalkohol. Eine einfache Regel für den Zusammenhang zwischen Procentgehalt und Absorption konnte hier nicht gefunden werden. Von Interferenzen erhielt man wegen der sehr starken Absorption nicht einmal Andeutungen (vgl. Fig. 5). Für 99 Proc. Alkohol wurde der Absorptionscoefficient pro cm

$$\frac{2\pi k}{\lambda} = 0{,}42.$$

Unter ähnlichen Umständen erhielt man für Isobutyl- und Propylalkohol die Werte 0,12 und 0,27.

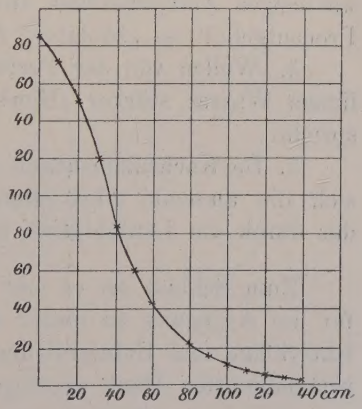

Fig. 5.

Des besseren Ueberblicks halber sind die Absorptionscoefficienten der untersuchten Alkohole nebst den Drude'schen Werten in der folgenden Tabelle zusammengestellt, sämtliche sind auf 1 cm bezogen.

	$\lambda = 73$ cm	$\lambda = 63$ cm	$\lambda = 22{,}2$ cm
Aethylalkohol	0,09	0,10	0,42
Methylalkohol	0,04	0,03	—
Propylalkohol	0,14	0,15	0,27
Isobutylalkohol	0,11	0,14	0,12

Die Tabelle zeigt ein sehr rasches Anwachsen des Absorptionscoefficienten bei Aethylalkohol, ein etwas weniger rasches bei Propylalkohol und eine geringe Aenderung bei Isobutylalkohol.

6. Zusammenfassung der Resultate.

1. Die beschriebene quantitative Methode erlaubt die Absorptionscoefficienten von relativ gut und von schlecht leitenden Flüssigkeiten zu bestimmen.

2. Wasser, Chlornatrium und Kupfersulfatlösungen verhalten sich gegenüber Wellen von der Periode $21 . 10^{-10}$ normal, d. h. ihr Absorptionscoefficient hängt allein von ihrer Leitungsfähigkeit ab, und kann aus derselben auf theoretischem Wege gefunden werden.

3. Für Wellen dieser Periode ist der Absorptionscoefficient wässerigen Aethylalkohols direct proportional dem (Gewichts-) Procentgehalt an absolutem Alkohol.

4. Wellen von der Periode $74 . 10^{-11}$ werden von destillirtem Wasser stärker absorbirt als seiner Leitfähigkeit entspricht.

5. Bei Kochsalzlösungen von geringer Concentration scheint sich die anomale Absorption des Lösungsmittels einfach zu der durch die Leitfähigkeit bedingten Absorption zu addiren.

Zum Schluss sei es mir gestattet, Hrn. Prof. Dr. Waitz für die Anregung zu dieser Arbeit, sowie für die zahlreichen Ratschläge und Unterstützungen bei ihrer Ausführung meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Tübingen, Physik. Inst., im Februar 1902.